

Paris 1972

A. DEREM, *et al.*

1^o Agosto 1969

Il Nuovo Cimento

Serie X, Vol. 62 A, pag. 681-712

Modèles des pôles de Regge dans la diffusion πN et $K N$ avec échange de charge à haute énergie.

A. DEREM et G. SMADJA

Département de Physique des Particules Élémentaires, CEN - Saclay

(ricevuto il 4 Dicembre 1968)

1972

Summary. — The Regge model involving exchange of the ρ and A_2 mesons, originally proposed by Phillips and Rarita, is used at high energy in order to interpret the charge-exchange reactions $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ and $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$. We introduce exact kinematics for the case of 4 unequal masses. Solutions for the parameters of the model are presented for $|t| < 1 \text{ (GeV/c)}^2$ and $|t| < 2 \text{ (GeV/c)}^2$. At $t = 0$, the parameters are in good agreement with the sum rule proposed by Igi and Matsuda. Predictions at high energy are given for the differential cross-sections and polarizations of the two reactions $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$ and $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$. In order to interpret the nonzero polarization of the recoil nucleon in the reaction $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, we introduce the hypothetical ρ' -meson in the formulation of Sertorio and Toller, which we find does not significantly modify the residue functions previously obtained. However, the correction introduced by the ρ' does not resolve the discrepancy with an experimental result at 3 GeV/c for the reaction $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$. It is probable that the Regge model is not yet applicable at such a low energy.

1. — Introduction.

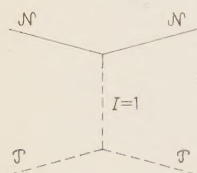
L'analyse des réactions avec échange de charge

$$(1) \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n,$$

$$(2) \quad \pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n,$$

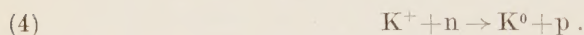
$$(3) \quad K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n,$$

est reprise à haute énergie et vers l'avant, dans le cadre des modèles faisant intervenir des échanges de pôles de Regge dans la voie t . On sait que ces modèles ont rencontré un certain succès, en ce qui concerne leur aptitude à reproduire les sections efficaces différentielles. On suppose alors qu'un méson ρ ($I = 1$, $G = 1$) uniquement est échangé dans la réaction (1), un méson Λ_2 ($I = 1$, $G = -1$) uniquement dans la réaction (2), et les deux à la fois dans la réaction (3). Ce mécanisme d'échange peut être représenté par



le schéma à côté, où N est un nucléon, T un méson pseudoscalaire, et la particule échangée est un méson isovecteur. Du point de vue de SU_3 , chacun de ces mésons appartient à un octet de SU_3 , et le méson échangé est soit dans un octet $J^P = 1^-$ (c'est le cas du ρ), soit dans un octet $J^P = 2^+$ (c'est le cas du Λ_2).

Une dernière réaction appartient au même schéma d'échange (échange de la composante $I = 1$ d'un octet 1^- ou 2^+ , dans la voie t), qui est



La symétrie SU_3 peut donner une idée de l'importance relative des couplages aux différents sommets, pour les réactions (1) à (4). De cette façon, la section efficace différentielle vers l'avant, pour la réaction (4), est reliée à celles des réactions (1) à (3). Si on suppose la symétrie SU_3 exacte, on établit la relation

$$(5) \quad \frac{d\sigma}{dt}(K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n) + \frac{d\sigma}{dt}(K^+ + n \rightarrow K^0 + p) = \\ = \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n) + 3 \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- + p \rightarrow \eta_0 + n).$$

Malheureusement, on ne possède pas encore de résultats expérimentaux à énergie suffisamment haute pour la réaction (4). Le principe de factorisation des résidus assouplit un peu la contrainte (5), en incluant la possibilité d'un écart vis-à-vis de la symétrie SU_3 . D'autres contraintes sur les paramètres à $t = 0$ sont dues au théorème optique, lequel relie la partie imaginaire de l'amplitude vers l'avant à des combinaisons de sections efficaces totales. Là aussi, les modèles de Regge sont en bon accord avec l'expérience.

Le présent travail constitue une mise à jour d'un travail précédent ⁽¹⁾, lui-même consacré à l'étude d'un modèle proposé à l'origine par PHILLIPS et RARITA ⁽²⁾. D'autres ajustements ont été publiés concernant les mêmes réac-

(1) A. DEREM et G. SMADJA: *Nucl. Phys.* B **3**, 628 (1967).

(2) R. J. N. PHILLIPS et W. RARITA: *Phys. Rev.*, **139**, B 1336 (1965); *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 807 (1965); R. J. N. PHILLIPS: *Nucl. Phys.*, B **1**, 572 (1967).



tions (1) à (3) ⁽²⁻⁴⁾; certains ajustements sont limités à $t = 0$ ⁽⁵⁾. Nous avons inclus de nouvelles données expérimentales et nous introduisons la cinématique exacte à 4 masses inégales. La paramétrisation des amplitudes suit de plus près celle qui est le plus couramment acceptée. Les ajustements ont été faits en deux fois: jusqu'à $t = -1$ (GeV)² d'abord, jusqu'à $t = -2$ (GeV)² ensuite. Le théorème optique est appliqué à $t = 0$, ce qui réduit l'arbitraire dans les paramètres correspondants. Pour $\pi^- + p \rightarrow \gamma^0 + n$, deux types de solutions ont été recherchés: l'un avec changement de signe de l'amplitude de non-retournement de spin, l'autre sans ce changement de signe. Dans le cas de $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, les paramètres à $t = 0$ sont comparés à une règle de somme de IGI et MATSUDA ⁽⁷⁾. Nous calculons également les résidus sans dimensions $b_+(t)$ et $b_-(t)$, tels qu'ils sont définis dans la réf. ⁽⁶⁾.

Nous avons ensuite repris les mesures expérimentales concernant l'échange de charge π -nucléon, en incluant les mesures récentes du paramètre de polarisation ⁽⁸⁾. Il faut alors introduire une correction au modèle d'échange pur de la trajectoire du ρ , et nous avons examiné l'hypothèse de l'échange d'une seconde trajectoire, celle du méson hypothétique ρ' , qui aurait les mêmes nombres quantiques que le méson ρ . Nous pouvons ainsi calculer les résidus $b_+(t)$ et $b_-(t)$ modifiés, lorsqu'on tient compte de la polarisation non nulle à haute énergie. RARITA et SCHWARZSCHILD ⁽⁹⁾ s'étaient servis de la même hypothèse pour interpréter l'écart entre la prédiction du modèle « $\rho + R$ » et un résultat expérimental à 2.3 GeV/c pour la section efficace différentielle $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$. Cet écart est d'ailleurs confirmé par un nouveau résultat expérimental à 3 GeV/c ⁽¹⁰⁾. On observe cependant que le modèle « $\rho + R$ » est en bon accord avec toutes les données expérimentales, à $t = 0$. Pour cette raison, nous avons choisi la paramétrisation des amplitudes pour l'échange du ρ' qui a été proposée par SERTORIO et TOLLER ⁽¹¹⁾. Bien que nous pensions

(3) F. ARBAB, N. F. BALI et J. W. DASH: *Phys. Rev.*, **158**, 1515 (1967).

(4) D. D. REEDER et K. V. L. SARMA: *Nuovo Cimento*, **51 A**, 169 (1967).

(5) V. BARGER et M. OLSSON: *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 294 (1967); V. BARGER, M. OLSSON et D. D. REEDER: *Nucl. Phys.*, **B 5**, 411 (1968).

(6) V. SINGH: *Phys. Rev.*, **129**, 1889 (1963).

(7) K. IGI et S. MATSUDA: *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 625 (1967).

(8) P. BONAMY, P. BORGEAUD, C. BRUNETON, P. FALK-VAIRANT, O. GUISAN, P. SONDEREGGER, C. CAVERZASIO, J. P. GUILLAUD, J. SCHNEIDER, M. YVERT, I. MANNELLI, F. SERGIAMPIETRI et L. VINCELLI: *Phys. Lett.*, **23**, 501 (1966); nous remercions le Dr. SONDEREGGER pour la communication de résultats récents.

(9) W. RARITA et B. M. SCHWARZSCHILD: *Phys. Rev.*, **162**, 1378 (1967).

(10) Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, V. P. HENRI, B. JONGEJANS, U. KUNDT, F. MULLER, R. L. SEKULIN, M. SHAFI, G. WOLF, J. M. CRISPEELS, J. DEBAISIEUX, M. DELABAYE, P. DUFOUR, F. GRARD, J. HEUGHEBAERT, J. NAISSE, G. THILL, R. WINDMOLDERS, K. BUCHNER, G. DEHM, G. GOEBEL, H. HUPE, T. JOLDERSMA, I. S. MITTRA et W. WITTEK: *Phys. Lett.*, **27 B**, 602 (1968).

(11) L. SERTORIO et M. TOLLER: *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1146 (1967).

que les interactions à une énergie telle que 3 GeV/c ne puissent pas s'interpréter uniquement en termes d'échanges dans la voie t , nous avons utilisé la réaction $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ à 3 GeV/c pour réduire l'ambiguïté dans la détermination des paramètres liés au méson ρ' .

2. — Le modèle de Regge.

2'1. *Cinématique.* — Nous considérons la diffusion

$$(6) \quad M + N \rightarrow M' + N,$$

où N est un nucléon, M et M' des mésons de spin 0 et parité —. A partir des amplitudes invariantes $A(s, t)$ et $B(s, t)$ ⁽¹²⁾, nous définissons une nouvelle amplitude $A'(s, t)$:

$$(7) \quad A' = A + \frac{(m + m')(s - u) + (m - m')(\mu^2 - \mu'^2)}{2(m + m')^2 - 2t} B,$$

analogue à celle définie par SINGH ⁽⁶⁾ dans le cas de la diffusion élastique. Nous avons supposé que les masses des particules de la réaction (6) sont toutes différentes et, dans l'ordre, égales à μ, m, μ', m' . En fonction de A' et B , la section efficace différentielle pour la réaction (6) s'écrit (dans le système d'unités où $\hbar = c = 1$)

$$(8) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi A_s} \left\{ [(m + m')^2 - t] |A'|^2 + \frac{\varphi(s, t)}{(m + m')^2 - t} |B|^2 \right\},$$

la fonction $\varphi(s, t)$ étant donnée par

$$(9) \quad \varphi(s, t) = s t u - s(m^2 - m'^2)(\mu^2 - \mu'^2) - t(m^2 - \mu^2)(m'^2 - \mu'^2) - \\ - (\mu^2 m'^2 - \mu'^2 m^2)(\mu + m'^2 - \mu'^2 - m^2).$$

Nous posons

$$(10) \quad \Delta_s = \Delta(\sqrt{s}, m, \mu) = [s - (m + \mu)^2][s - (m - \mu)^2],$$

et de même

$$(11) \quad \Delta'_s = \Delta(\sqrt{s}, m', \mu').$$

⁽¹²⁾ G. F. CHEW, M. L. GOLDBERGER, F. E. LOW et Y. NAMBU: *Phys. Rev.*, **106**, 1337 (1957).

Dans le système du centre de masse (s.c.m.), l'angle de diffusion θ est relié à $\varphi(s, t)$ par

$$(12) \quad \sin \theta = 2 \sqrt{\frac{s \varphi(s, t)}{\Delta_s \Delta'_s}}.$$

Les amplitudes $A'(s, t)$ et $B(s, t)$ sont communément appelées amplitudes de non-retournement et de retournement de spin. Par le théorème optique, la section efficace totale d'une réaction est reliée à la partie imaginaire de l'amplitude vers l'avant dans la diffusion élastique:

$$(13) \quad \sigma_{\text{tot}} = \frac{\text{Im } A'(s, 0)}{k_L},$$

où k_L est l'impulsion du méson incident dans le système du laboratoire (s.l.).

La polarisation, mesurée dans le s.c.m., est prise positive le long de la normale $\hat{n} = (\hat{k} \times \hat{k}' / \sin \theta)$ (convention de Bâle), où $\hat{k}$ et $\hat{k}'$ sont des vecteurs de longueur unité pris le long de la quantité de mouvement des mésons M et M'. Elle s'obtient à partir des amplitudes A' et B par l'expression

$$(14) \quad P = \frac{\sin \theta}{16\pi\sqrt{s}} \frac{q'}{q} \frac{\text{Im } A'^* B}{d\sigma/dt};$$

q et q' sont les modules des vecteurs $\mathbf{k}$ et $\mathbf{k}'$ dans le s.c.m. La formule (8) permet de voir que $A'(s, t)$ a la dimension d'une longueur, $B(s, t)$ celle d'une longueur au carré, dans le système d'unités où $\hbar = c = 1$. Nous adoptons le choix, devenu habituel, d'exprimer A' en mb·GeV et B en mb.

2'2. *Pôles de Regge.* — Le facteur de signature est défini par l'expression

$$(15) \quad \xi_{\pm}^{\pm}(t) = - \frac{\exp[-i\pi\alpha_x(t)] \pm 1}{\sin \pi\alpha_x(t)},$$

où $\alpha_x(t)$ est la trajectoire du pôle de Regge; il s'écrit encore

$$(15') \quad \begin{cases} \xi_{\pm}^{+}(t) = i - \text{ctg} \frac{\pi\alpha_x(t)}{2}, \\ \xi_{\pm}^{-}(t) = i + \text{tg} \frac{\pi\alpha_x(t)}{2}. \end{cases}$$

Il satisfait aux deux relations

$$(16a) \quad \operatorname{Re} \xi_x^{-*} \xi_y^+ = 1 - \operatorname{tg} \frac{\pi \alpha_x}{2} \operatorname{ctg} \frac{\pi \alpha_y}{2},$$

$$(16b) \quad \operatorname{Im} \xi_x^{-*} \xi_y^+ = \operatorname{tg} \frac{\pi \alpha_x}{2} + \operatorname{ctg} \frac{\pi \alpha_y}{2}.$$

Pour les réactions (1) et (2), on écrit, pour les amplitudes de non-retournement de spin,

$$(17a) \quad A'^{\pi} = -\sqrt{2} A'^{(-)} = -\sqrt{2} A_{\rho}^{\pi},$$

$$(17b) \quad A'^{\eta} = \sqrt{\frac{2}{3}} A_{\mathbf{R}}^{\eta},$$

A_{ρ}^{π} et $A_{\mathbf{R}}^{\eta}$ étant les contributions à l'amplitude dues à l'échange du méson ρ ou du méson A_2 (noté ici $\mathbf{R}$). L'indice supérieur est associé au méson sortant, pour chaque réaction. L'amplitude $A'^{(-)}$ est l'amplitude habituelle pour l'échange d'un isospin $I = 1$ dans la diffusion π -nucléon. Des relations analogues à (17a), (17b) existent pour l'amplitude B . Nous écrivons ensuite les termes de Regge A_{ρ}^{π} et $A_{\mathbf{R}}^{\eta}$ (où nous avons supprimé l'indice prime), asymptotiquement ($s \rightarrow \infty$), sous la forme

$$(18a) \quad A_{\rho}^{\pi}(s, t) = \frac{C_{\rho}^{\pi}(t)}{1 - t/(m + m')^2} \xi_{\rho}^{-}(t) \left(\frac{s - u}{4mw_0} \right)^{\alpha_{\rho}(t)},$$

$$(18b) \quad A_{\mathbf{R}}^{\eta}(s, t) = \frac{C_{\mathbf{R}}^{\eta}(t)}{1 - t/(m + m')^2} \xi_{\mathbf{R}}^{+}(t) \left(\frac{s - u}{4mw_0} \right)^{\alpha_{\mathbf{R}}(t)}.$$

Dans ces expressions, w_0 est un facteur d'échelle qui sera pris égal à 1 GeV; $\alpha_{\rho}(t)$ et $\alpha_{\mathbf{R}}(t)$ sont les trajectoires des deux mésons échangés, ρ et A_2 . Le dénominateur $1 - t/(m + m')^2$ est destiné à tenir compte de la singularité (équ. (7)) qui apparaît dans l'amplitude A' . Nous écrivons les termes de retournement de spin :

$$(19a) \quad B_{\rho}^{\pi}(s, t) = D_{\rho}^{\pi}(t) \xi_{\rho}^{-}(t) \left(\frac{s - u}{4mw_0} \right)^{\alpha_{\rho}(t) - 1},$$

$$(19b) \quad B_{\mathbf{R}}^{\eta}(s, t) = D_{\mathbf{R}}^{\eta}(t) \xi_{\mathbf{R}}^{+}(t) \left(\frac{s - u}{4mw_0} \right)^{\alpha_{\mathbf{R}}(t) - 1}.$$

Les fonctions-résidus $C_{\rho}^{\pi}(t)$, $C_{\mathbf{R}}^{\eta}(t)$, $D_{\rho}^{\pi}(t)$ et $D_{\mathbf{R}}^{\eta}(t)$ sont réelles. On remarque que,

dans le cas de la diffusion élastique, on a

$$(20) \quad \frac{s-u}{4m} = w_L + \frac{t}{4m},$$

où w_L est l'énergie du méson incident dans le s.l.

Nous donnons finalement les formules qui relient A_ρ^π et B_ρ^π aux résidus sans dimensions, et sans singularité, $b_+(t)$ et $b_-(t)$, définis dans la réf. (6) et repris par HÖHLER *et al.* (13):

$$(21a) \quad b_+(t) = \frac{m}{2} C_\rho^\pi(t) \frac{\Gamma(\alpha_\rho + 1)}{\sqrt{\pi} \Gamma(\alpha_\rho + \frac{3}{2})} \left(\frac{m}{2w_0} \right)^{\alpha_\rho},$$

$$(21b) \quad b_-(t) = \left(\frac{m}{2} \right)^2 \frac{D_\rho^\pi(t)}{\alpha_\rho} \frac{\Gamma(\alpha_\rho + 1)}{\sqrt{\pi} \Gamma(\alpha_\rho + \frac{3}{2})} \left(\frac{m}{2w_0} \right)^{\alpha_\rho - 1},$$

α_ρ étant mis ici pour $\alpha_\rho(t)$. DESAI (14) utilise des résidus $r_\pm(t)$, simplement reliés aux $b_\pm(t)$ par

$$(22) \quad 2\pi r_+(t) \equiv b_+(t), \quad \frac{2\pi r_-(t)}{\alpha_\rho(t) + \frac{1}{2}} \equiv b_-(t).$$

2.3. *Propriété de factorisation des résidus.* — Nous passons aux réactions

$$(3) \quad K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n,$$

$$(4) \quad K^+ + n \rightarrow K^0 + p,$$

pour lesquelles les amplitudes sont écrites

$$(23a) \quad A'^K = A_\rho^K + A_R^K,$$

$$(23b) \quad A'^K = -A_\rho^K + A_R^K,$$

respectivement; le changement de signe pour A_ρ^K est dû à la conjugaison de charge. Les mêmes relations existent pour l'amplitude B . La propriété de factorisation des résidus (15) permet de relier entre elles des contributions aux amplitudes dues à l'échange d'une même particule dans des réactions différentes.

(13) G. HÖHLER, J. BAACKE, H. SCHLAILE et P. SONDEREGGER: *Phys. Lett.*, **20**, 79 (1966).

(14) B. R. DESAI: *Phys. Rev.*, **142**, 1255 (1966).

(15) M. GELL-MANN: *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 263 (1962); V. N. GRIBOV et I. YA. POME-RANCHUK: *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 343 (1962).

De la sorte, des fonctions de factorisation réelles sont introduites, qui sont telles que

$$(24a) \quad \frac{A_{\rho}^{\text{K}}}{A_{\rho}^{\pi}} = \frac{B_{\rho}^{\text{K}}}{B_{\rho}^{\pi}} = P(t),$$

$$(24b) \quad \frac{A_{\text{R}}^{\text{K}}}{A_{\text{R}}^{\eta}} = \frac{B_{\text{R}}^{\text{K}}}{B_{\text{R}}^{\eta}} = Q(t).$$

Cette propriété permet donc d'éviter l'introduction de nouvelles fonctions-résidus pour les réactions (3) et (4). Par commodité, nous définirons cependant

$$(25a) \quad C_{\rho}^{\text{K}}(t) = P(t) C_{\rho}^{\pi}(t),$$

$$(25b) \quad C_{\text{R}}^{\text{K}}(t) = Q(t) C_{\text{R}}^{\eta}(t),$$

et, de même, $D_{\rho}^{\text{K}}(t)$ et $D_{\text{R}}^{\text{K}}(t)$.

Les coefficients introduits dans les éqs. (17a), (17b) et (23a), (23b), qui diffèrent de ceux de la réf. (1), sont tels qu'à la limite où SU_3 serait une symétrie exacte, on aurait $P(t) = Q(t) = 1$. La relation (5) entre sections efficaces différentielles se déduit alors facilement de ce qui précède.

2'4. Sections efficaces totales. — Posons

$$(26a) \quad \Delta\sigma^{\pi} = \sigma_{\text{tot}}(\pi^{-}\text{p}) - \sigma_{\text{tot}}(\pi^{+}\text{p}),$$

$$(26b) \quad \Delta\sigma^{-} = \sigma_{\text{tot}}(\text{K}^{-}\text{p}) - \sigma_{\text{tot}}(\text{K}^{-}\text{n}),$$

$$(26c) \quad \Delta\sigma^{+} = \sigma_{\text{tot}}(\text{K}^{+}\text{p}) - \sigma_{\text{tot}}(\text{K}^{+}\text{n}).$$

Le théorème optique (13) permet alors d'écrire, en tenant compte des relations entre amplitudes dues à la conservation de l'isospin:

$$(27a) \quad \Delta\sigma^{\pi} = \frac{1}{k_L} [\text{Im } A'(\pi^{-} + \text{p} \rightarrow \pi^{-} + \text{p}) - \text{Im } A'(\pi^{+} + \text{p} \rightarrow \pi^{+} + \text{p})] = \\ = -\frac{\sqrt{2}}{k_L} \text{Im } A'(\pi^{-} + \text{p} \rightarrow \pi^0 + \text{n}).$$

On obtient, dans la diffusion K-nucléon, grâce à des relations semblables:

$$(27b) \quad \Delta\sigma^{-} = \frac{1}{k_L} [\text{Im } A'(\text{K}^{-} + \text{p} \rightarrow \bar{\text{K}}^0 + \text{n})],$$

$$(27c) \quad \Delta\sigma^{+} = \frac{1}{k_L} [\text{Im } A'(\text{K}^{+} + \text{n} \rightarrow \text{K}^0 + \text{p})].$$

Dans les éqs. (27a)-(27c), $\text{Im } A'$ est à prendre à la valeur $t = 0$. Appliquant (27a)-(27c) aux amplitudes définies par les éqs. (17a) et (23a), (23b), on obtient

$$(28a) \quad \text{Im } A_{\rho}^{\pi}(s, t=0) = \frac{k_L}{2} \Delta\sigma^{\pi},$$

$$(28b) \quad \text{Im } A_{\rho}^{\kappa}(s, t=0) = \frac{k_L}{2} (\Delta\sigma^{-} - \Delta\sigma^{+}),$$

$$(28c) \quad \text{Im } A_{\text{R}}^{\kappa}(s, t=0) = \frac{k_L}{2} (\Delta\sigma^{-} + \Delta\sigma^{+}).$$

Ces trois dernières relations sont des contraintes supplémentaires sur les paramètres à $t = 0$. En fait, de (28a) et (18a), il vient

$$(29a) \quad C_{\rho}^{\pi}(0) \left(\frac{w_L}{w_0} \right)^{\alpha_{\rho}(0)} = \frac{k_L}{2} \Delta\sigma^{\pi}.$$

De même, de (28b), (28c) et (18b), et tenant compte de la propriété de factorisation (24a)-(24b), il vient

$$(29b) \quad Q(0) C_{\text{R}}^{\eta}(0) \left(\frac{w_L}{w_0} \right)^{\alpha_{\text{R}}(0)} = \frac{k_L}{2} (\Delta\sigma^{-} + \Delta\sigma^{+}),$$

$$(29c) \quad P(0) C_{\rho}^{\pi}(0) \left(\frac{w_L}{w_0} \right)^{\alpha_{\rho}(0)} = \frac{k_L}{2} (\Delta\sigma^{-} - \Delta\sigma^{+}).$$

Sur les expressions (29a)-(29c), on peut voir que les contraintes résultant de l'application du théorème optique sont assez sévères. Nous rappelons que si la symétrie SU_3 était exacte, on aurait $P(0) = Q(0) = 1$.

2'5. Règle de somme. — Dans la diffusion π -nucléon, nous comparons les paramètres obtenus à $t = 0$ à une règle de somme élaborée par IGI et MATSUDA (⁷). Supposons que les termes de Regge constituent une bonne approximation de l'amplitude $A'^{(-)}(s, t)$ à haute énergie:

$$(30) \quad A'^{(-)}(\nu, t) = A'_{\text{Regge}}(\nu, t) + \varepsilon^{(-)}(\nu, t),$$

où ν est la variable introduite par les auteurs de la réf. (¹²),

$$(31) \quad \nu = w_L + \frac{t}{4m}.$$

Par conséquent, $\varepsilon^{(-)}(\nu, t)$ devient négligeable à partir d'une certaine énergie ν_A . On obtient alors pour $\varepsilon^{(-)}(\nu, t)$ une règle de somme de type superconvergent.

A $t = 0$, elle s'écrit

$$(32) \quad -4\pi f^2 + \frac{1}{\pi} \int_{\mu}^{\infty} dv' \operatorname{Im} \varepsilon^{(-)}(v', 0) = 0 ;$$

f^2 est la constante de couplage « pseudovectorielle », reliée à la constante de couplage habituelle $G_{\pi}^2/4\pi (\approx 14.6)$ par

$$(33) \quad f^2 = \frac{G_{\pi}^2}{4\pi} \left(\frac{\mu}{2m} \right)^2.$$

Supposons de plus que le pôle du ρ soit la seule singularité en présence dans le plan complexe du moment angulaire J , pour $-1 \leq \alpha \leq \alpha_{\rho}$. Alors (éq. (17a)), on a

$$(34) \quad A'_{\text{Regge}}(v, 0) = A^{\pi}_{\rho}(v, 0).$$

Appliquant le théorème optique (13) pour $A'^{(-)}$, et tenant compte de l'expression (18a) de A^{π}_{ρ} , on obtient

$$(35) \quad -4\pi^2 f^2 + \frac{1}{2} \int_{\mu}^{v_A} dv' (v'^2 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \Delta \sigma^{\pi} = \int_{\mu}^{v_A} \frac{C_{\rho}^{\pi}(0) v'^{\alpha_{\rho}(0)}}{w_0^{\alpha_{\rho}(0)}} dv' = \frac{C_{\rho}^{\pi}(0)}{\alpha_{\rho}(0) + 1} \left(\frac{v_A}{w_0} \right)^{\alpha_{\rho}(0)} v_A,$$

où v_A est l'énergie à partir de laquelle $\varepsilon^{(-)}(v, 0)$ peut être regardée comme étant négligeable. Le choix $v_A = 5 \text{ GeV}$ est parfaitement raisonnable, comme on peut le voir sur la Fig. 1 de la réf. (7).

3. - Données expérimentales et paramétrisation des amplitudes.

3.1. *Changement de signe de $A^{\pi}_{\rho}(s, t)$.* - Rappelons les arguments qui sont en faveur d'un changement de signe de $A^{\pi}_{\rho}(s, t)$. L'indépendance de charge est introduite dans la diffusion π -nucléon en décomposant les amplitudes en amplitudes propres pour l'échange d'un isospin total $I = 0$ et $I = 1$, de la manière habituelle:

$$(36a) \quad A'_{\pm} = A'^{(+)} \mp A'^{(-)},$$

$$(36b) \quad A'_{\text{ex}} = -\sqrt{2} A'^{(-)},$$

où les indices inférieurs $+$, $-$, ex , se rapportent aux réactions $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$, $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, respectivement. Les mêmes relations existent pour les amplitudes B . Considérons une énergie suffisamment élevée, telle

que la contribution du pôle du ρ soit prédominante:

$$(37) \quad A'^{(-)} = A_{\rho}^{\pi}, \quad B^{(-)} = B_{\rho}^{\pi}.$$

On obtient facilement, en utilisant la formule (8), et moyennant quelques approximations cinématiques:

$$(38) \quad D(s, t) = \frac{d\sigma_-}{dt} - \frac{d\sigma_+}{dt} \approx \\ \approx \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{k_L} \right)^2 \left\{ \left(1 - \frac{t}{4m^2} \right) \operatorname{Re} A'^{(+)} A_{\rho}^{\pi*} - \frac{t}{4m^2} \left(1 + \frac{t}{4m^2} \right) w_L^2 \operatorname{Re} B^{(+)} B_{\rho}^{\pi*} \right\}.$$

Ici de même, les indices $+$ et $-$ se rapportent aux diffusions élastiques π^+p et π^-p . De plus, comme on a (cf. éq. (18a))

$$(39) \quad \operatorname{Re} A_{\rho}^{\pi} = \operatorname{tg} \frac{\pi \alpha_{\rho}(t)}{2} \operatorname{Im} A_{\rho}^{\pi},$$

on trouve, à la valeur $t = t_0$ telle que $\alpha_{\rho}(t_0) = 0$:

$$(40) \quad D(s, t = t_0) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{k_L} \right)^2 \left(1 - \frac{t_0}{4m^2} \right) \operatorname{Im} A'^{(+)}(s, t_0) \operatorname{Im} A_{\rho}^{\pi}(s, t_0).$$

En effet, l'amplitude B_{ρ}^{π} s'annule lorsque $\alpha_{\rho} = 0$ ⁽⁶⁾. Expérimentalement, on sait que $D(s, 0) > 0$, mais que $D(s, t_0) < 0$ ($t_0 \approx -0.5$ (GeV)²). Le théorème optique impose que $\operatorname{Im} A_{\rho}^{\pi}(s, 0) > 0$. Il apparaît donc, si on regarde l'éq. (40), qu'entre $t = 0$ et $t = t_0$, ou bien $\operatorname{Im} A'^{+}$, ou bien $\operatorname{Im} A_{\rho}^{\pi}$ a changé de signe. Les ajustements réalisés jusqu'à présent n'indiquent pas que $\operatorname{Im} A'^{+}$ change de signe dans cet intervalle de t ⁽¹⁶⁾. Dans ce cas, $\operatorname{Im} A_{\rho}^{\pi}$, c'est à dire $C_{\rho}^{\pi}(t)$, doit changer de signe entre $t = 0$ et $t \approx -0.5$ (GeV)².

On verra plus loin (Fig. 4) que les facteurs de forme du nucléon donnent également une indication en faveur d'un changement de signe de $b_+(t)$ (voir aussi la réf. ⁽¹⁷⁾). L'extension de la règle de somme (32) aux valeurs de $t < 0$ a conduit DOLEN, HORN et SCHMID ⁽¹⁸⁾ à la même conclusion. Enfin, BAACKE et YVERT ⁽¹⁹⁾, étudiant l'interférence entre A_{ρ}^{π} et des résonances de la voie s entre 2.5 et 6 GeV/c, concluent dans le même sens.

⁽¹⁶⁾ W. RARITA, R. J. RIDDELL, C. B. CHIU et R. J. N. PHILLIPS: *Phys. Rev.*, **165**, 1615 (1968), où une liste plus complète de références peut être trouvée.

⁽¹⁷⁾ G. HÖHLER, J. BAACKE et G. EISENBEISS: *Phys. Lett.*, **22**, 203 (1966).

⁽¹⁸⁾ R. DOLEN, D. HORN et C. SCHMID: *Phys. Rev.*, **166**, 1768 (1968).

⁽¹⁹⁾ J. BAACKE et M. YVERT: *Nuovo Cimento*, **51 A**, 761 (1967).

3'2. *Paramétrisation des fonctions-résidus.* — Différents mécanismes sont invoqués dans la littérature pour trouver les règles à appliquer dans cette paramétrisation (voir, par exemple, les réf. ^(3,9,16)). Il semble bien qu'ici, pour le moment du moins, un choix personnel doive être fait. Nous avons admis les principes suivants:

1) L'amplitude B contient un facteur $\alpha(t)$ ⁽⁶⁾.

2) La présence au dénominateur d'un facteur $\Gamma(\alpha+1)$, dans A' aussi bien que dans B (cf. éqs. (21a), (21b)), produit l'existence de pôles lorsque la trajectoire passe par $\alpha = -1, -2, \dots$. En admettant que α peut passer par -1 , mais non par -2 (ce qui est le cas ici), on introduit partout un facteur $(\alpha+1)$; ce facteur est d'ailleurs nécessaire lorsque la signature est $-$ (voir la définition (15)).

3) Lorsque la signature est $+$, on introduit dans A' et B un nouveau facteur α ; ce facteur est nécessaire pour que le facteur de signature ait une limite finie quand $\alpha = 0$.

Sur cette base, nous avons la paramétrisation, analogue à celle de RARITA et al. ⁽¹⁶⁾:

$$(41a) \quad C_{\rho}^{\pi}(t) = C_{\rho}^0[\alpha_{\rho}(t) + 1]F_{\rho}(t),$$

$$(41b) \quad D_{\rho}^{\pi}(t) = D_{\rho}^0\alpha_{\rho}(t)[\alpha_{\rho}(t) + 1]G_{\rho}(t),$$

pour $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, et

$$(42a) \quad C_R^{\eta}(t) = C_R^0\alpha_R(t)[\alpha_R(t) + 1]F_R(t),$$

$$(42b) \quad D_R^{\eta}(t) = D_R^0\alpha_R^2(t)[\alpha_R(t) + 1]G_R(t),$$

pour $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$; dans ces expressions,

$$(43) \quad F_{\rho}(0) = G_{\rho}(0) = F_R(0) = G_R(0) = 1.$$

Pour les fonctions G , nous avons obtenu des solutions exponentielles. Pour $F_{\rho}(t)$, nous avons admis un changement de signe (cf. Subsect. 3'1), en choisissant une forme très souple à trois paramètres:

$$(44) \quad e^{\alpha t} + \frac{bt}{a^2 + t^2}.$$

Pour $F_R(t)$, nous avons recherché deux types de solutions; l'un sans, l'autre avec changement de signe, suivant en ceci une proposition de IGI et MATSUDA ⁽²⁰⁾.

⁽²⁰⁾ K. IGI et S. MATSUDA: *Conf. sur les Collisions de Hadrons à Haute Energie*, CERN 68-7, vol. 1, p. 441.

En fonction de cette paramétrisation, les résidus $b_{\pm}(t)$ (éqs. (21a), (21b)) s'écrivent

$$(21a') \quad b_{+}(t) = \frac{m}{2} C_{\rho}^0 F_{\rho}(t) \frac{\Gamma(\alpha_{\rho} + 2)}{\sqrt{\pi} \Gamma(\alpha_{\rho} + \frac{3}{2})} \left(\frac{m}{2w_0} \right)^{\alpha_{\rho}},$$

$$(21b') \quad b_{-}(t) = \left(\frac{m}{2} \right)^2 D_{\rho}^0 G_{\rho}(t) \frac{\Gamma(\alpha_{\rho} + 2)}{\sqrt{\pi} \Gamma(\alpha_{\rho} + \frac{3}{2})} \left(\frac{m}{2w_0} \right)^{\alpha_{\rho}-1}.$$

Quant à la règle de somme (35), elle devient

$$(35') \quad -4\pi^2 f^2 + \frac{1}{2} \int_{\mu}^{v_A} dv (v^2 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \Delta\sigma^{\pi} = C_{\rho}^0 \left(\frac{v_A}{w_0} \right)^{\alpha_{\rho}} v_A,$$

avec $w_0 = 1$ GeV, $v_A = 5$ GeV.

3.3. *Données expérimentales.* — Nous avons pris $w_L = 5$ GeV comme énergie minimum pour le méson incident. Les données expérimentales sont les suivantes :

1) $\pi^{-} + p \rightarrow \pi^0 + n$: expériences de la réf. ⁽²¹⁾, à 5.9 ; 9.8 ; 13.3 et 18.2 GeV/c ; expériences de la réf. ⁽²²⁾, à 5.85 ; 13.3 et 18.2 GeV/c ; expériences de la réf. ⁽²³⁾, à 6, 8, 10, 12, 14, 16 GeV/c ; deux expériences à 6 et à 10 GeV/c, réf. ⁽²⁴⁾.

2) $\pi^{-} + p \rightarrow \eta^0 + n$: expériences de la réf. ⁽²⁵⁾, à 5.9 ; 9.8 ; 13.3 et 18.2 GeV/c ; une expérience à 10 GeV/c, réf. ⁽²⁴⁾.

3) $K^{-} + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$: expériences de la réf. ⁽²⁶⁾, à 5 ; 7.1 ; 9.5 et 12.3 GeV/c ; une expérience à 8 GeV/c, réf. ⁽²⁷⁾.

⁽²¹⁾ A. V. STIRLING, P. SONDEREGGER, J. KIRZ, P. FALK-VAIRANT, O. GUIBAN, C. BRUNETON, P. BORGEAUD, M. YVERT, J. P. GUILLAUD, C. CAVERZASIO et B. AMBLARD : *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 763 (1965).

⁽²²⁾ P. SONDEREGGER, J. KIRZ, O. GUIBAN, P. FALK-VAIRANT, C. BRUNETON, P. BORGEAUD, A. V. STIRLING, C. CAVERZASIO, J. P. GUILLAUD, M. YVERT et B. AMBLARD : *Phys. Lett.*, **20**, 75 (1966).

⁽²³⁾ I. MANNELLI, A. BIGI, R. CARRARA, M. WAHLIG et L. SODICKSON : *Phys. Rev. Lett.*, **14**, 408 (1965) ; nous remercions le Dr. MANNELLI pour la communication des valeurs numériques non publiées.

⁽²⁴⁾ M. WAHLIG et I. MANNELLI : *Phys. Rev.*, **168**, 1515 (1968).

⁽²⁵⁾ O. GUIBAN, J. KIRZ, P. SONDEREGGER, A. V. STIRLING, P. BORGEAUD, C. BRUNETON, P. FALK-VAIRANT, B. AMBLARD, C. CAVERZASIO, J. P. GUILLAUD et M. YVERT : *Phys. Lett.*, **18**, 200 (1965).

⁽²⁶⁾ P. ASTBURY, G. BRAUTTI, G. FINOCCHIARO, A. MICHELINI, K. TERWILLIGER, D. WEBSDALE, C. H. WEST, P. ZANELLA, W. BEUSCH, W. FISCHER, B. GOBBI, M. PEPIN et E. POLGAR : *Phys. Lett.*, **23**, 396 (1966).

⁽²⁷⁾ E. BERTOLUCCI, I. MANNELLI, G. PIERAZZINI, A. SCRIBANO, F. SERGIAMPIETRI, M. L. VINCELLI, C. CAVERZASIO, J. P. GUILLAUD, L. HOLLOWAY et M. YVERT : *Conf. sur les Collisions des Hadrons à Haute Energie*, CERN 68-7, vol. 2, p. 190.

4) Sections efficaces totales: pour $\pi^\pm p$, on n'a retenu que les dernières mesures de FOLEY *et al.* ⁽²⁸⁾, qui donnent $\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p) - \sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p)$ de 8 à 22 GeV/c par intervalles de 2 GeV/c. Les sections efficaces totales K-nucléon sont prises dans la réf. ⁽²⁹⁾ (de 6 à 20 GeV/c, par intervalles de 2 GeV/c).

5) Polarisation dans $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$: deux résultats à 5.9 et 11.2 GeV/c ⁽⁸⁾; une mesure à 5 GeV/c, réf. ⁽³⁰⁾.

Nous n'avons pas trouvé de mesure de polarisation dans $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$, à une énergie supérieure à 5 GeV/c.

Les ajustements ont été réalisés, d'abord, jusque $t = -1$ (GeV)². Nous avons utilisé un programme de minimisation appelé MINUIT ⁽³¹⁾, comprenant deux routines de calcul d'erreurs: PAER et MINOS. Nous avons tenu compte uniquement des erreurs statistiques sur les points mesurés. Comme en général nous n'avons pas obtenu de χ^2 d'un ordre de grandeur satisfaisant, nous ne donnons pas les erreurs calculées dans MINOS, mais celles qui sont calculées dans PAER. En effet, les erreurs de MINOS sont calculées en faisant varier le χ^2 de ± 1 , et il est difficile d'attacher un sens à ces erreurs lorsque le χ^2 est trop grand. On pourrait peut-être obtenir une meilleure estimation du χ^2 en incorporant convenablement les erreurs systématiques. Mais nous ne voyons pas de solution évidente à ce problème, d'autant plus que les erreurs systématiques n'ont pas toujours la même signification d'une expérience à l'autre.

Dans une deuxième étape, la solution obtenue jusque $t = -1$ (GeV)² a été prolongée jusque $t = -2$ (GeV)², les paramètres à $t = 0$ étant alors fixés. Nous donnons dans les deux cas la meilleure solution obtenue.

4. - Discussion des résultats.

4.1. *Echange de charge π -nucléon.* - Nous présentons dans la Table I la meilleure solution obtenue jusqu'à $t = -1$ (GeV)² (Solution 1). Pour 9 paramètres ajustables et 183 points expérimentaux, la valeur correspondante du χ^2 est égale à 338. Ce résultat n'étant pas très bon, nous allons le discuter brièvement. D'abord, les 69 points, assez peu précis, de la réf. ⁽²³⁾ contribuent au χ^2 pour 150 (voir la Fig. 1); les sections totales (8 points) pour 10.5 (le dernier point s'écar-

⁽²⁸⁾ K. J. FOLEY, R. S. JONES, S. J. LINDENBAUM, W. A. LOVE, S. OZAKI, E. D. PLATNER, C. A. QUARLES et E. H. WILLEN: *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 330 (1967).

⁽²⁹⁾ W. GALBRAITH, E. W. JENKINS, T. F. KYCIA, B. A. LEONTIĆ, R. H. PHILLIPS, A. L. READ et R. RUBINSTEIN: *Phys. Rev.*, **138**, B 913 (1965).

⁽³⁰⁾ D. D. DROBNIS, J. LALES, R. C. LAMB, R. A. LUNDY, A. MORETTI, R. C. NIE-MANN, T. B. NOVEY, J. SIMANTON, A. YOKOSAWA et D. D. YOVANOVITCH: *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 274 (1968).

⁽³¹⁾ F. JAMES et M. ROOS: Rapport CERN D 506 (1967).

TABLE I. — Paramètres liés à l'échange du méson ρ dans la réaction $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$.

Paramètres	Solution 1 ($-t < 1$ (GeV) ²)	Solution 2 ($-t < 2$ (GeV) ²)
C_ρ^0 mb·GeV	1.54 ± 0.08	fixé (1.54)
α (GeV) ⁻²	17.4	14.8
b (GeV) ²	14	11.3
a^2 (GeV) ⁴	8.6	5.61
D_ρ^0 mb	32.1 ± 1.2	30.9
β (GeV) ⁻²	0.160 ± 0.318	0.452
α_ρ^0	0.589 ± 0.017	fixé (0.589)
α_ρ^1 (GeV) ⁻²	1.25 ± 0.23	1.12
α_ρ^2 (GeV) ⁻⁴	0.425 ± 0.47	0.141

$$C_\rho^\pi(t) = C_\rho^0[\alpha_\rho(t) + 1] F_\rho(t); \quad F_\rho(t) = \exp[\alpha t] + \frac{bt}{a^2 + t^2}.$$

$$D_\rho^\pi(t) = D_\rho^0 \alpha_\rho(t) [\alpha_\rho(t) + 1] G_\rho(t); \quad G_\rho(t) = \exp[\beta t].$$

$$\gamma_\rho(t) = \gamma_\rho^0 + \gamma_\rho^1 t + \gamma_\rho^2 t^2.$$

tant sensiblement de la courbe théorique; voir la Fig. 5). Il reste alors, pour les 106 points des réf. ^(21,22,24), un $\chi^2 = 177.5$, ce qui n'est pas encore satisfaisant. Mais on remarque que l'expérience à 9.8 GeV/c ⁽²¹⁾ s'écarte vers le bas par rapport à la courbe théorique (Fig. 2); ce comportement est confirmé par la nouvelle expérience à 10 GeV/c ⁽²⁴⁾ (Fig. 8). A eux seuls, les 21 points de ces deux expériences contribuent au χ^2 pour 62.9. Enfin, l'expérience à 13.3 GeV/c ⁽²¹⁾ s'écarte au contraire vers le haut ($\chi^2 = 43.5$ pour 14 points). En dehors de ces 3 dernières expériences, il reste 71 points, à 5.9; 6; 13.3 et 18.2 GeV/c, avec un $\chi^2 = 71.1$. On peut donc résumer ainsi la situation, en ce qui concerne les sections efficaces différentielles pour $|t| < 1$ (GeV)²: par rapport au modèle d'échange du pôle du ρ , on observe des écarts dans les résultats expérimentaux vers 10 GeV/c et à 13.3 GeV/c. Cependant, il ne faut pas donner à ces écarts une trop grande importance, car on n'a pas tenu compte dans l'ajustement des erreurs systématiques. Celles-ci sont difficiles à introduire et de plus elles n'ont pas toujours la même signification d'une expérience à l'autre. En ce qui concerne les sections efficaces totales, l'accord entre la loi théorique et l'expérience est bon.

Les coefficients obtenus pour la trajectoire $\alpha_p(t)$ lui donnent une courbure vers le haut, en accord avec l'analyse de HÖHLER *et al.* ⁽¹³⁾. Cependant, les erreurs sur ces coefficients sont telles qu'elle reste compatible avec une droite.

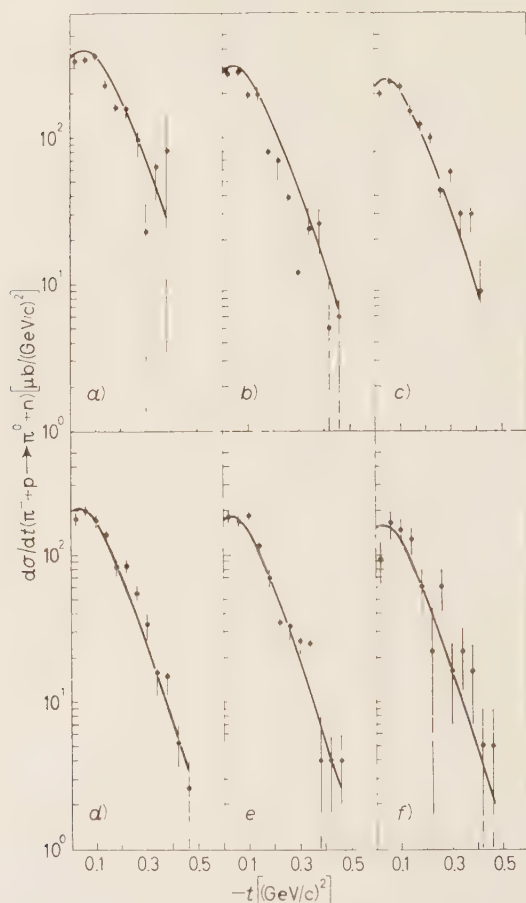


Fig. 1. — Sections efficaces différentielles $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ tirées de la réf. ⁽²³⁾ et comparées à la solution 1 de la Table I. a) 6 GeV/c; b) 8 GeV/c; c) 10 GeV/c; d) 12 GeV/c; e) 14 GeV/c; f) 16 GeV/c.

Les résidus $b_+(t)$ et $b_-(t)$ (éqs. (21a'), (21b')) sont représentés sur la Fig. 4 et la trajectoire $\alpha_p(t)$ sur la Fig. 3. Les résidus sont analogues à ceux obtenus par HÖHLER *et al.* ⁽¹⁷⁾; on trouve $b_+(0) = +0.91$ et $b_+(t)$ change de signe vers $t = -0.1 \text{ (GeV)}^2$; $b_-(t)$ est pratiquement constant.

On remarque une variation assez brusque de la pente de $b_+(t)$ au voisinage du changement de signe, mais ce fait est sans doute lié à la forme particulière de la paramétrisation. L'extrapolation de $\alpha_p(t)$ à $t = m_\rho^2$ s'écarte assez fort d

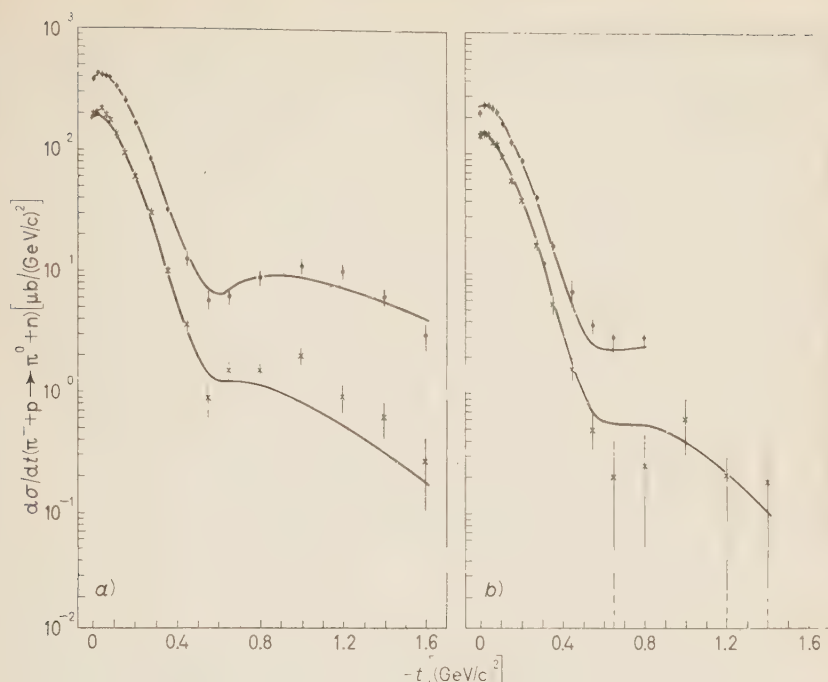
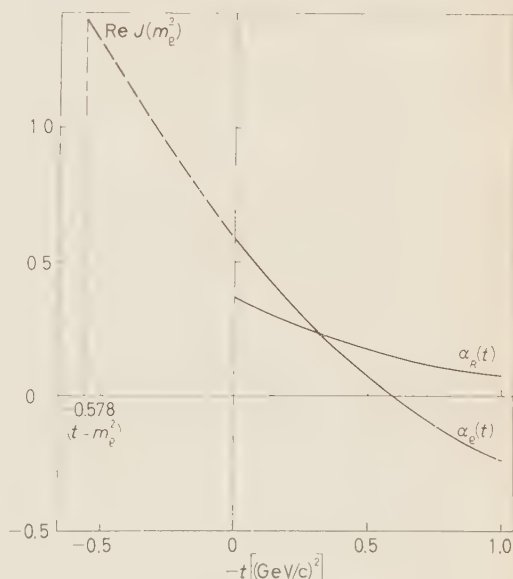


Fig. 2. — Sections efficaces différentielles $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ tirées des réf. ^(21,22), comparées à la solution 2 de la Table I. Les valeurs entre parenthèses de la réf. ⁽²²⁾ ne sont pas portées sur la Figure. a) $\bullet$ 5.9 GeV/c, $\times$ 13.3 GeV/c; b) $\bullet$ 9.8 GeV/c, $\times$ 18.2 GeV/c.

$\text{Re } J = 1$ ($\alpha_p(m_\rho^2) \approx 1.4$), ce qui est dû à ce que nous avons admis une courbure dans l'expression de la trajectoire pour $t < 0$. De toute manière, on ne connaît pas la forme de la trajectoire pour $t > 0$. Les points reportés sur la Fig. 4 à $t = m_\rho^2$, pour $b_+(t)$ et $b_-(t)$, sont donnés par DESAI ⁽¹⁴⁾, et nous avons utilisé les relations (22). Ces points sont obtenus dans une étude des résultats expérimentaux concernant les facteurs de forme du nucléon.

Fig. 3. — Trajectoires $\alpha_p(t)$ et $\alpha_R(t)$, données par les solutions 1 des Tables I et II. L'extrapolation des trajectoires à la masse au carré des particules échangées est indiquée. $\text{Re } J(m_{A_2}^2 = 1.7 \text{ (GeV)}^2) = 1.8$.



La solution 2 donnée dans la Table I correspond à un ajustement du modèle sur les mêmes données expérimentales, pour $|t| \leq 2 \text{ (GeV)}^2$. Les paramètres à $t = 0$ (C_ρ^0 et z_ρ^0) ont été fixés dans l'ajustement. Le χ^2 vaut 403 pour 197 points

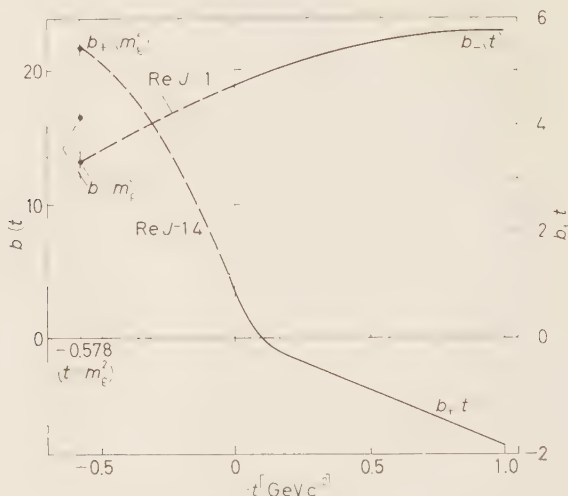


Fig. 4. — Résidus sans dimensions $b_+(t)$ et $b_-(t)$ (voir le texte). L'extrapolation à $t = m_\rho^2$ est indiquée et comparée aux points donnés par DESAI⁽¹⁴⁾.

expérimentaux. On peut faire la remarque qu'il n'est pas possible d'obtenir l'ajustement jusqu'à $t = -2 \text{ (GeV)}^2$ sans diminuer la qualité de l'ajustement jusqu'à $t = -1 \text{ (GeV)}^2$.

Nous comparons la solution 1 avec la règle de somme donnée par l'éq. (35'). La valeur de la demi-intégrale peut être trouvée dans la réf. (16) et les auteurs l'évaluent, pour $\nu_A = 5 \text{ GeV}$, à $(20.7 \pm 0.5) \text{ mb} \cdot (\text{GeV})^2$. La constante sans dimensions f^2 vaut 0.081 ± 0.002 (32), ce qui correspond à

$$-4\pi^2 f^2 = (-1.24 \pm 0.03) \text{ mb} \cdot (\text{GeV})^2.$$

Le membre de gauche de l'éq. (35') vaut donc $(19.5 \pm 0.5) \text{ mb} \cdot (\text{GeV})^2$. Quant au membre de droite, on a (Table I)

$$C_\rho^0 \nu_A^{\alpha_\rho+1} = (19.85 \pm 1.17) \text{ mb} \cdot (\text{GeV})^2,$$

en excellent accord avec la règle de somme à $t = 0$. On arrive ainsi à la conclusion que l'échange du pôle du ρ , à $t = 0$, est en accord avec le théorème optique, avec la règle de somme et avec l'extrapolation des sections efficaces différentielles d'échange de charge.

(32) J. HAMILTON et W. S. WOOLCOCK: *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 737 (1963).

4'2. *Echange du méson Δ_2 .* — Nous passons à l'analyse des réactions (2) et (3): $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ et $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$. Nous supposons que la diffusion $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ a lieu selon le mécanisme d'échange du pôle du méson Δ_2 , les amplitudes étant données par les éqs. (18b) et (19b). Pour la réaction $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$, on introduit les fonctions de factorisation $P(t)$ et $Q(t)$ (Subsect. 2'3). Les paramètres relatifs à l'échange du pôle du ρ sont alors supposés connus (Table I) et sont fixés dans les ajustements. Avec $t_{\min} = -1$ (GeV)², les points expérimentaux se répartissent comme suit: dans la réf. (25), 39 points; dans la réf. (24), 5 points; soit 44 points pour la réaction $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$. Dans la réf. (26), 48 points; dans la réf. (27), 9 points; soit 57 points pour la réaction $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$. Les différences de sections efficaces totales sont tirées de la réf. (29), avec 16 points mesurés. Le nombre total de points expérimentaux est 117, le nombre de paramètres ajustables est égal à 10, lorsque $F_R(t)$ ne change pas de signe (2 pour $F_R(t)$, 2 pour $G_R(t)$, 3 pour $\alpha_R(t)$, 1 pour $P(t)$, 2 pour $Q(t)$). En fait, il n'est guère possible de déterminer la dépendance en t de $P(t)$ par un ajustement global (cf. réf. (1)): nous avons donc supposé $P(t) = P(0)$. D'autre part, IGI et MATSUDA (20) ont émis l'hypothèse que $C_R^n(t)$ puisse changer de signe. Dans un article plus récent, DASS et MICHAEL (33) mettent en doute cette hypothèse. Nous avons essayé de produire un tel changement de signe pour $F_R(t)$ en utilisant la forme (44), mais le programme de minimisation a toujours choisi la forme exponentielle simple. Les points expérimentaux pour $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ sont obtenus en divisant les points des réfs. (24, 25) par le rapport d'embranchement $R = (\eta \rightarrow 2\gamma)/(\eta \rightarrow \text{tout})$. Nous avons accepté la dernière valeur donnée par BARASH-SCHMIDT *et al.* (34): $R = 0.381$.

Dans la Table II se trouvent les valeurs obtenues pour les 10 paramètres, et leurs erreurs (Solution 1). Si on fait porter l'ajustement sur l'ensemble des 117 points expérimentaux, les 5 points de l'expérience à 10 GeV/c (24) contribuent au χ^2 global pour environ 32. On peut voir sur la Fig. 8 qu'ils s'écartent assez for-

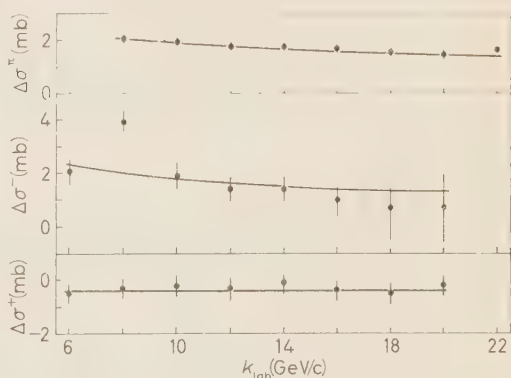


Fig. 5. — Différences de sections efficaces totales π -nucléon et K -nucléon, tirées des réf. (28, 29). Les notations sont définies dans le texte. Les courbes théoriques sont obtenues à partir des solutions 1 des Tables I et II.

(33) G. V. DASS et C. MICHAEL: *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 1066 (1968).

(34) N. BARASH-SCHMIDT, A. BARBARO-GALTIERI, L. R. PRICE, A. H. ROSENFELD, P. SÖDING, C. G. WOHL et M. ROOS: *Review of Particle Properties*, UCRL-8030 (1968)

TABLE II. — Paramètres liés à l'échange du méson A_2 dans les réactions $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ et $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$. Les paramètres liés au méson ρ sont fixés et donnés par la Table I.

Paramètres	Solution 1 ($-t < 1 \text{ (GeV)}^2$)	Solution 2 ($-t < 1.5 \text{ (GeV)}^2$)
$C_R^0 \text{ mb} \cdot \text{GeV}^*$	5.98 ± 0.05	fixé (5.98)
$C_R^1 \text{ (GeV)}^{-2}$	6.06 ± 0.63	6.25
$D_R^0 \text{ mb}^*$	133.2 ± 0.4	133.9
$D_R^1 \text{ (GeV)}^{-2}$	0.528 ± 0.934	0.544
α_R^0	0.371 ± 0.006	fixé (0.371)
$\alpha_R^1 \text{ (GeV)}^{-2}$	0.491 ± 0.165	0.489
$\alpha_R^2 \text{ (GeV)}^{-4}$	0.20 ± 0.11	0.197
P_0	1.14 ± 0.05	fixé (1.14)
Q_0	1.07 ± 0.04	fixé (1.07)
$Q_1 \text{ (GeV)}^{-2}$	0.321 ± 0.084	0.318

$$C_R^0(t) = C_R^0 \alpha_R(t) [\alpha_R(t) + 1] F_R(t); \quad F_R(t) = \exp[C_R^1 t].$$

$$D_R^0(t) = D_R^0 \alpha_R^2(t) [\alpha_R(t) + 1] G_R(t); \quad G_R(t) = \exp[D_R^1 t].$$

$$\alpha_R(t) = \alpha_R^0 + \alpha_R^1 t + \alpha_R^2 t^2.$$

$$P(t) = P_0; \quad Q(t) = Q_0 \exp[Q_1 t].$$

(*) Ces valeurs sont obtenues avec $R = 0.381$ (voir le texte). Ce rapport fixant la normalisation pour la réaction $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$, les paramètres qui correspondent directement aux mesures expérimentales sont plutôt $C_R^0 R^{\frac{1}{2}} = 3.69 \text{ mb} \cdot \text{GeV}$ et $D_R^0 R^{\frac{1}{2}} = 82.3 \text{ mb}$.

tement de la courbe ajustée sur les résultats de GUIBAN *et al.* ⁽²⁵⁾. La solution 1 de la Table II est celle qui est obtenue en omettant cette expérience. Pour 112 points expérimentaux, le χ^2 vaut alors 108, réparti comme suit: $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$, $\chi^2 = 28$ (39 points); $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$, $\chi^2 = 63.6$ (55 points); différences de sections efficaces totales, $\chi^2 = 16.4$ (16 points). Le χ^2 est ainsi de l'ordre de grandeur attendu. Les courbes théoriques pour les différences des sections efficaces totales sont portées sur la Fig. 5. La trajectoire $\alpha_R(t)$ est dessinée sur la Fig. 3. Elle n'est pas très différente de celle qu'on trouve en supposant la diffusion élastique, ce qu'avait déjà fait remarquer PHILLIPS ⁽²⁾. Les paramètres donnés dans cette dernière référence sont très

semblables aux nôtres. On notera que les valeurs de C_R^0 et D_R^0 (Table II) sont directement liées à la détermination du rapport R , par lequel on divise les points des réf. ^(24,25). C'est pourquoi nous mentionnons également les valeurs de $C_R^0 R^{\frac{1}{2}}$ et $D_R^0 R^{\frac{1}{2}}$, lorsque $R = 0.381$. Une analyse du terme d'interférence « ρ - A_2 » dans $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$ ⁽³⁵⁾ semble être en faveur d'un signe positif pour $D_R(t)$ à $t = 0$. DASS et MICHAEL ⁽³³⁾ trouvent d'ailleurs le même résultat en examinant des règles de somme à énergie finie dans la diffusion K-nucléon. Dans cette nouvelle analyse, nous conservons donc $D_R(0) = D_R^0 > 0$, et nous obtenons pour $\nu B/A'$ (échange du méson A_2)

$$\frac{\nu B}{A'}(t=0) = \frac{w_0 D_R^0 \alpha_R(0)}{C_R^0} = +8.3 \quad (\text{comme dans la réf. (1)}).$$

Le fait que nous n'ayons pas obtenu de solution avec un changement de signe dans $F_R(t)$ n'exclut pas une telle éventualité. Il faut d'ailleurs remarquer que la pente de $F_R(t)$ à $t = 0$ est assez grande, et non celle de $G_R(t)$, ce qui est

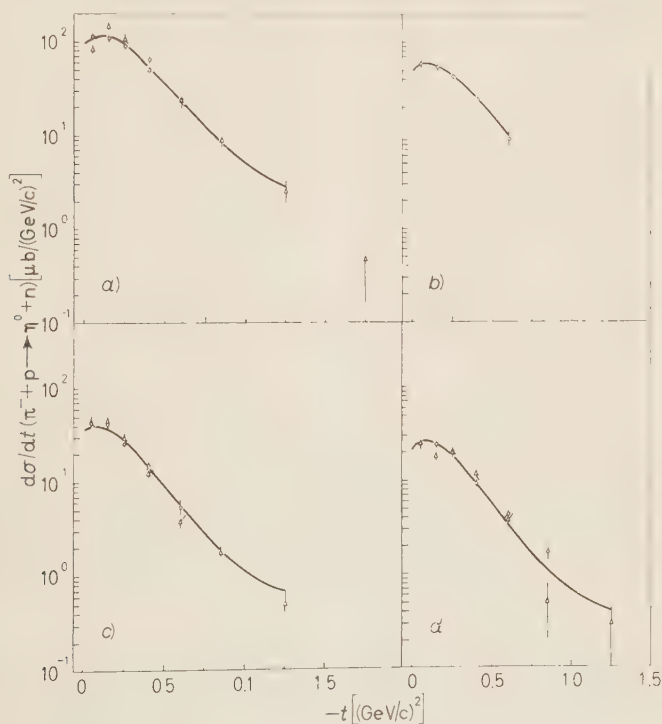


Fig. 6. — Sections efficaces différentielles $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ tirées de la réf. ⁽²⁵⁾ et comparées à la solution 2 de la Table II. Le rapport d'embranchement $R = \eta \rightarrow 2\gamma / \eta \rightarrow \text{tout}$ est pris égal à 0.381 ⁽³⁴⁾. a) 5.9 GeV/c; b) 9.8 GeV/c; c) 13.3 GeV/c; d) 18.2 GeV/c.

⁽³⁵⁾ A. DEREM: Note CEA, N. 853 (1967).

très semblable à ce qui se produit pour les fonctions-résidus dans l'échange de charge π -nucléon.

L'inclusion dans l'ajustement des différences de sections efficaces totales K -nucléon permet d'obtenir une meilleure détermination des fonctions de

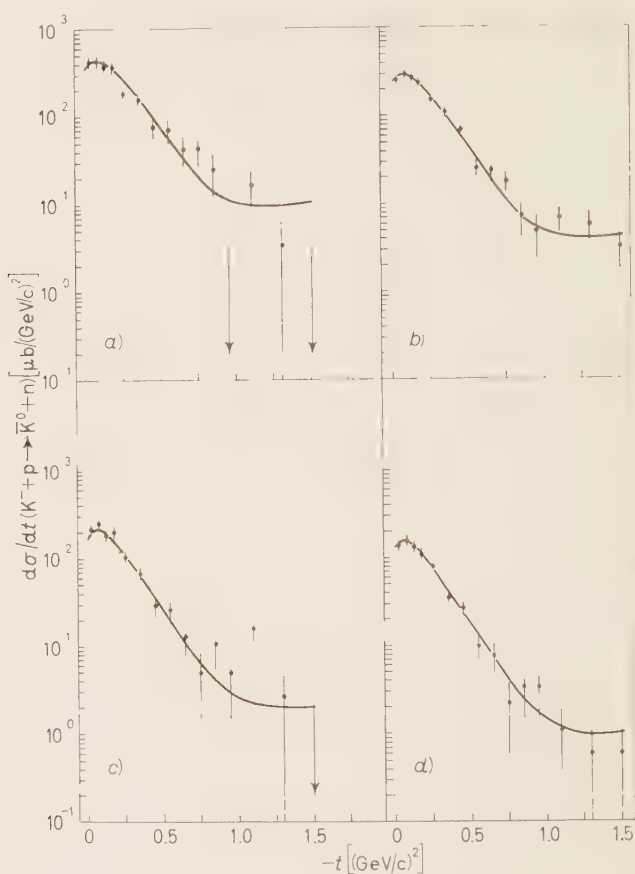


Fig. 7. — Sections efficaces différentielles $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$ tirées de la réf. ⁽²⁶⁾ et comparées à la solution 2 de la Table II. a) 5 GeV/c; b) 7.1 GeV/c; c) 9.5 GeV/c; d) 12.3 GeV/c.

factorisation à $t = 0$. Dans le modèle « $\rho + R$ », la déviation vis-à-vis de la symétrie SU_3 est faible, ainsi que le montre la Table II. Elle va maintenant dans le même sens pour $P(t)$ comme pour $Q(t)$, et les coefficients numériques sont en excellent accord avec ceux de BARGER et OLSSON ⁽⁵⁾. La pente de $Q(t)$ reste petite. Dans la Table II se trouve également la solution 2, obtenue avec les points des réf. ^(25-27,29) lorsque $t_{\min} = -1.5 \text{ (GeV)}^2$. Les paramètres à $t = 0$: C_R^0 , α_R , $P(0)$ et $Q(0)$ ont été fixés. Pour 127 points expérimentaux, le χ^2 est égal

à 133. Les paramètres sont très semblables à ceux de la solution 1 : l'ajustement jusqu'à $t = -1$ (GeV)² se prolonge facilement aux grands angles, au contraire de ce qui se passe dans $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$. Les sections efficaces différentielles calculées à partir de la solution 2 sont représentées sur les Fig. 6, 7, et 8.

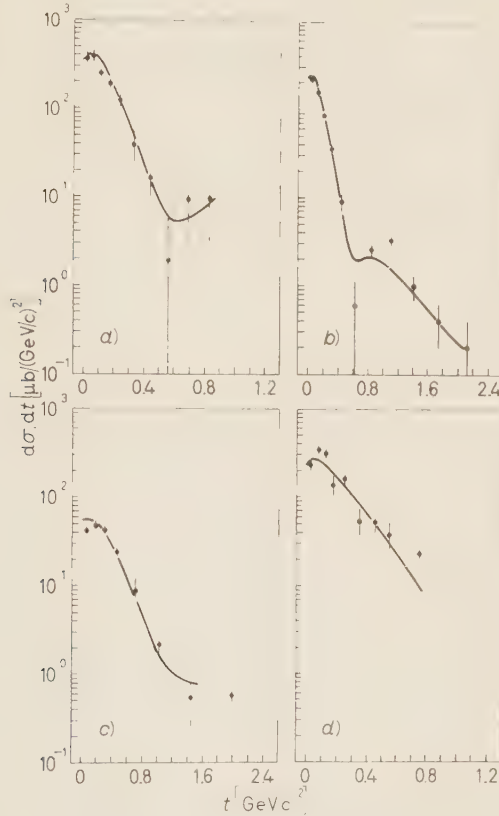


Fig. 8. — Sections efficaces différentielles tirées des réf. (24,27), comparées aux solutions 2 des Tables I and II. a) $\pi^-p \rightarrow \pi^0 + n$, 6 GeV/c; b) $\pi^-p \rightarrow \pi^0 + n$, 10 GeV/c; c) $\pi^-p \rightarrow \eta^0 + n$, 10 GeV/c; d) $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 + n$, 8 GeV/c.

La trajectoire $\alpha_R(t)$ ne s'annule pas, mais devient très voisine de 0 au-delà de $t = -1$ (GeV)². Le changement de pente qu'on observe sur la Fig. 7 doit donc être interprété plutôt comme produit par l'interférence entre les termes d'échange du méson ρ et du méson Λ_2 .

Nous avons porté sur la Fig. 9 la polarisation prédite par le modèle « $\rho + R$ » à différentes énergies, pour le nucléon de recul, dans les deux échanges de charge $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$ et $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$. La polarisation est importante et est presque constante avec l'énergie. Cette prévision, qui correspond à la solu-

tion 1 de la Table II, diffère de celle qui a été obtenue par REEDER et SARMA ⁽⁴⁾, en ce sens qu'on n'observe pas de changement de signe pour $t \approx -0,5 \text{ (GeV)}^2$. Cette situation reflète la grande liberté qui reste dans le choix des fonctions-

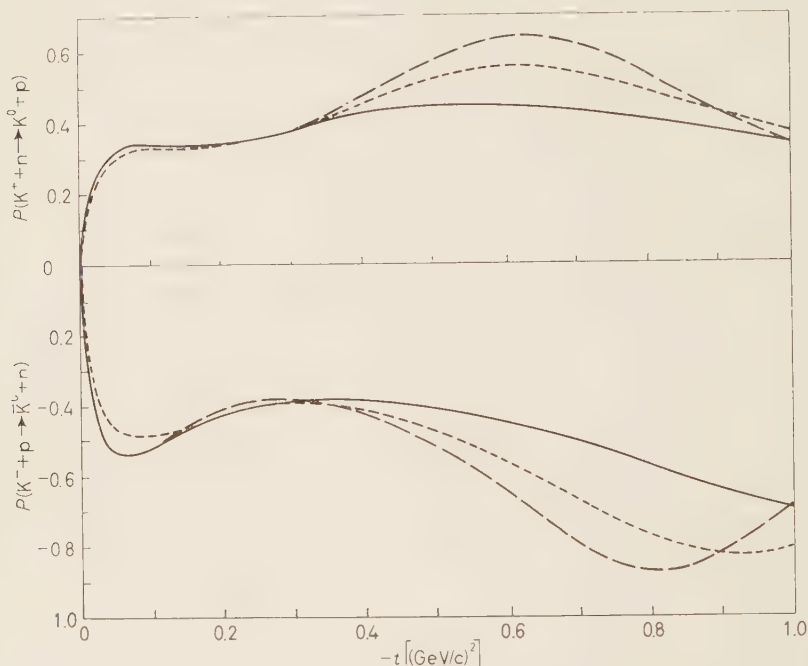


Fig. 9. — Prédiction du modèle « $\rho + R$ » pour le paramètre de polarisation à haute énergie, pour les réactions $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$ et $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$. — — — 3 GeV/c; - - - 10 GeV/c; - · - 50 GeV/c.

résidus et de leur paramétrisation. Nous donnons sur la Fig. 10 les sections efficaces différentielles prédites par le modèle pour la réaction $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ à haute énergie, comparées à celles de la réaction $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$. Sur la Fig. 11 se trouve l'extrapolation du modèle « $\rho + R$ » à 3 GeV/c, pour la réaction $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$, comparée à un résultat expérimental récent ⁽¹⁰⁾ (courbe en traits discontinus). La courbe théorique est en assez net désaccord avec les points expérimentaux, confirmant ainsi une observation déjà faite à 2.3 GeV/c et qui avait amené RARITA et SCHWARZSCHILD ⁽⁹⁾ à introduire dans leur modèle un méson échangé supplémentaire, le méson ρ' .

En fait, en admettant que les réactions (1)-(4) aient lieu par le mécanisme d'échange des mésons ρ et A_2 , les sections efficaces différentielles sont liées par la relation (5), qui est une conséquence immédiate de l'application de la symétrie SU_3 . Si on inclut la propriété de factorisation des résidus, cette rela-

tion est remplacée par

$$\begin{aligned}
 (5') \quad \frac{d\sigma}{dt} (K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n) + \frac{d\sigma}{dt} (K^+ + n \rightarrow K^0 + p) = \\
 = P^2(t) \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n) + 3Q^2(t) \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n) .
 \end{aligned}$$

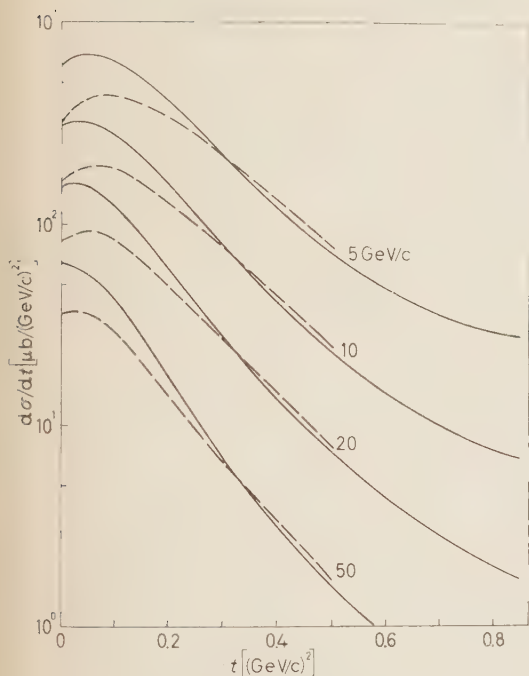


Fig. 10. — Prédiction du modèle « ρ + R » pour les sections efficaces différentielles à haute énergie, pour la réaction $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$, comparée à celle pour la réaction $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$. — $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$; --- $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$.

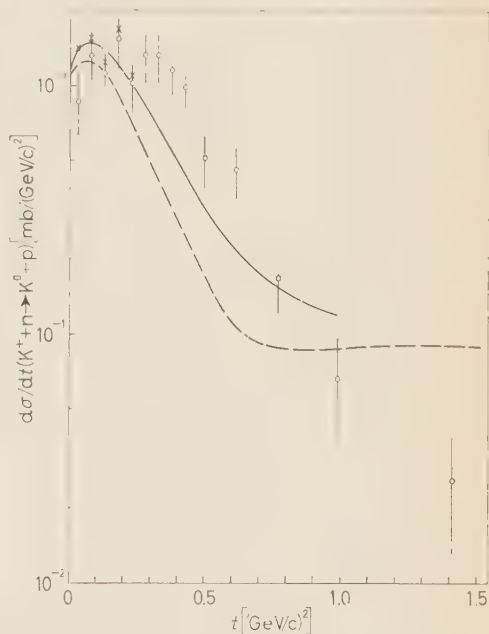


Fig. 11. — Section efficace différentielle $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ à 3 GeV/c, prise dans la réf. (10). La courbe en traits discontinus correspond à la solution 1 de la Table II. La courbe en traits pleins correspond à la solution de la Table III, avec échange du méson ρ' .

Le rapport R , dont on a besoin pour connaître $(d\sigma/dt)(\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n)$, a souvent varié ces dernières années, passant par des valeurs extrêmes égales à 0.31 et 0.42. La validité de la relation (5') est liée évidemment à la détermination de ce rapport. Mais, avec $R = 0.381$, et compte tenu des paramètres trouvés pour $P(t)$ et $Q(t)$, la relation (5') n'est pas satisfaite à 3 GeV/c, si ce n'est à $t = 0$.

5. — Trajectoire de Regge du ρ' .

5.1. *Choix du modèle.* — La polarisation du nucléon de recul dans l'échange de charge π -nucléon n'est pas nulle à haute énergie⁽⁸⁾. Par conséquent, l'échange du méson ρ ne rend pas compte à lui seul du mécanisme de l'interaction et on est amené à introduire une correction à ce modèle. Nous avons examiné l'hypothèse de l'échange, à côté de la trajectoire du ρ , d'une seconde trajectoire $\alpha_{\rho}(t)$, le méson hypothétique ρ' ayant les mêmes nombres quantiques que le méson ρ ^(9,11,36). Nous avons vu précédemment que l'échange du méson ρ seul ne soulevait pas de difficultés à $t=0$. Par contre, le modèle « $\rho \rightarrow R$ » n'est pas à même de reproduire la section efficace différentielle $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ à 3 GeV/c, pour $t \neq 0$. On ne possède pas encore de mesure de polarisation à haute énergie dans la réaction $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$, mais on peut s'attendre à ce que le modèle d'échange du méson A_2 seul demande là aussi une correction. Pour l'instant, on peut essayer d'expliquer l'écart expérimental à 3 GeV/c, pour l'échange de charge K^+n , uniquement par l'introduction de la trajectoire du ρ' . Mais il faut tout de même remarquer:

- 1) qu'il n'est pas certain que les modèles d'échange de pôles de Regge dans la voie t soient déjà valables à 3 GeV/c;
- 2) qu'une diminution de la valeur du rapport $R = (\eta \rightarrow 2\gamma/\eta \rightarrow \text{tout})$ pourrait encore réduire la contribution du méson ρ' .

Nous avons vu plus haut que la règle de somme (35') était satisfaite par le ρ seul, à $t=0$ (Subsect. 4.1); cf. également réf. (37). De même, à $t=0$ le théorème optique permet de retrouver la dépendance avec l'énergie de $\Delta\sigma^\pi$ (Fig. 5). Enfin, les sections efficaces différentielles des réactions (1)-(4) sont en accord avec le modèle « $\rho + R$ », à $t=0$. Ces constatations rendent très plausible l'hypothèse de SERTORIO et TOLLER⁽¹¹⁾, selon laquelle le méson ρ' serait un méson « conspirant », c'est-à-dire tel que $A'_{\rho}(s, t=0) = 0$. Nous avons accepté cette hypothèse et recherché un ajustement satisfaisant, concernant les données expérimentales suivantes, et pour $|t| < 1$ (GeV)²:

1) $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$: sections efficaces différentielles à 5.9; 9.8; 13.3 et 18.2 GeV/c⁽²¹⁾; à 5.85; 13.3 et 18.2 GeV/c⁽²²⁾; paramètre de polarisation à 5 GeV/c⁽³¹⁾; à 5.9 et 11.2 GeV/c⁽⁸⁾.

2) $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$: sections efficaces différentielles à 5.9; 9.8; 13.3 et 18.2 GeV/c⁽²⁴⁾.

⁽³⁶⁾ T. J. GAJJICAR, R. K. LOGAN et J. W. MOFFAT: *Phys. Rev.*, **170**, 1599 (1968).

⁽³⁷⁾ M. OLSSON: *Phys. Lett.*, **26 B**, 310 (1968).

3) $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$: sections efficaces différentielles à 5; 7.1; 9.5 et 12.3 GeV/c ⁽²⁷⁾.

4) $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$: section efficace différentielle à 3 GeV/c ⁽¹⁰⁾.

Il s'agit donc d'une sélection parmi les mesures utilisées à la Sect. 3.

5.2. *Polarisation dans l'échange de charge π -nucléon.* — Au lieu de l'éq. (17a): $A'^{(-)} = A_\rho^\pi$, nous écrivons maintenant

$$(45) \quad A'^{(-)} = A_\rho^\pi + A_{\rho'}^\pi,$$

et ainsi de même pour $B'^{(-)}$; asymptotiquement, nous avons

$$(46a) \quad A_{\rho'}^\pi = C_{\rho'}^\pi(t) \xi_{\rho'}^-(t) \left(\frac{s-u}{4mw_0} \right)^{\alpha_{\rho'}(t)},$$

$$(46b) \quad B_{\rho'}^\pi = D_{\rho'}^\pi(t) \xi_{\rho'}^-(t) \left(\frac{s-u}{4mw_0} \right)^{\alpha_{\rho'}(t)-1},$$

avec $w_0 = 1$ GeV. Moyennant quelques approximations, et en utilisant l'éq. (14), nous obtenons pour la polarisation du nucléon de recul, asymptotiquement

$$(47) \quad P_{ex}(s, t) = \frac{\sin \theta}{8\pi \sqrt{s}} \left(\frac{w_L}{w_0} \right)^{\alpha_\rho + \alpha_{\rho'} - 1} \frac{(C_\rho^\pi D_{\rho'}^\pi - C_{\rho'}^\pi D_\rho^\pi)(\operatorname{tg} \pi \alpha_\rho / 2 - \operatorname{tg} \pi \alpha_{\rho'} / 2)}{d\sigma/dt}.$$

Dans les notations de la réf. ⁽³⁵⁾, la section efficace différentielle s'écrit

$$(48) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{M_\rho^2(t)}{8\pi \cos^2 \pi \alpha_\rho(t)/2} \left(\frac{w_L}{w_0} \right)^{2\alpha_\rho(t)-2}.$$

Introduisant (48) dans (47), et avec les approximations $\sqrt{s} \approx \sqrt{2mw_L} \approx 2q$, nous obtenons

$$(49) \quad P_{ex}(w_L, t) = \frac{\sqrt{-t}}{m} w_L^{\alpha_{\rho'} - \alpha_\rho} \frac{(C_\rho^\pi D_{\rho'}^\pi - C_{\rho'}^\pi D_\rho^\pi)(\operatorname{tg} \pi \alpha_\rho / 2 - \operatorname{tg} \pi \alpha_{\rho'} / 2)}{M_\rho^2(t)} \cdot \cos^2 \frac{\pi \alpha_\rho}{2}.$$

On voit par cette approximation que, dans le modèle « $\rho + \rho'$ », la polarisation varie avec l'énergie comme $w_L^{\alpha_{\rho'} - \alpha_\rho}$. Examinant la variation avec l'énergie des mesures les plus récentes ⁽⁸⁾, on obtient le résultat approché: $\alpha_\rho(t) - \alpha_{\rho'}(t) \approx 0.8$. Dans ce cas, la trajectoire $\alpha_{\rho'}(t)$ est sensiblement inférieure à celle qui avait été conjecturée par DOLEN, HORN et SCHMID ⁽¹⁸⁾, de même qu'à celle qu'ont obtenue SERTORIO et TOLLER ⁽¹¹⁾. Elle se rapproche plus de la solution trouvée par RARITA et SCHWARZSCHILD ⁽⁹⁾. D'autre part, l'éq. (49) montre également que $C_\rho^\pi D_{\rho'}^\pi > C_{\rho'}^\pi D_\rho^\pi$. Cette condition est satisfaite, par exemple, si $D_{\rho'}^\pi(t) \approx 0$, $C_{\rho'}^\pi(t) < 0$.

5'3. *Paramétrisation et factorisation.* — Nous avons conservé la paramétrisation des amplitudes du ρ' proposée par SERTORIO et TOLLER⁽¹¹⁾, dans laquelle $A_{\rho'}$ s'annule à $t = 0$:

$$(50a) \quad C_{\rho'}^{\pi}(t) = C_{\rho'}^0 t [\alpha_{\rho'}(t) + 1] \exp [C_{\rho'}^1 t],$$

$$(50b) \quad D_{\rho'}^{\pi}(t) = D_{\rho'}^0 [\alpha_{\rho'}(t) + 1] \exp [D_{\rho'}^1 t].$$

Nous avons laissé la trajectoire $\alpha_{\rho'}(t)$ varier parallèlement à $\alpha_{\rho}(t)$:

$$(51) \quad \alpha_{\rho'}(t) = \alpha_{\rho}(t) - \Delta\alpha,$$

$\Delta\alpha$ étant un paramètre libre.

Nous admettons que le méson ρ' appartient à un octet de SU_3 . Le méson ρ' étant échangé simultanément dans les réactions: (1) $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, (3) $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$ et (4) $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$, les résidus au pôle se factorisent et on a

$$(52) \quad \frac{A_{\rho'}^{\bar{K}}}{A_{\rho'}^{\pi}} = \frac{B_{\rho'}^{\bar{K}}}{B_{\rho'}^{\pi}} = P'(t),$$

lorsque les amplitudes des réactions (3) et (4) sont données par

$$(53a) \quad A'^{\bar{K}} = A_{\rho}^{\bar{K}} + A_{\rho'}^{\bar{K}} + A_R^{\bar{K}},$$

$$(53b) \quad A'^{K} = -A_{\rho}^K - A_{\rho'}^K + A_R^K.$$

Supposons que $P'(t) = P(t)$: la relation (5') entre sections efficaces différentielles reste alors inchangée vers l'avant, de sorte que l'introduction de la trajectoire de ρ' ne remédie pas à l'écart observé à 3 GeV/c pour la réaction (4). Il faut donc nécessairement que les résidus du ρ et du ρ' se factorisent différemment, lorsqu'on passe de la réaction (1) aux réactions (3) et (4). Nous avons donné à $P'(t)$ la forme paramétrique

$$(54) \quad P'(t) = P'_0 \exp [P'_1 t].$$

5'4. *Discussion des résultats.* Pour les 4 réactions avec échange de charge, en incluant les mesures de polarisation, nous avons 206 points expérimentaux. Le nombre de paramètres du modèle, lorsqu'on introduit l'échange de la trajectoire du ρ' , devient assez considérable, puisqu'il s'élève à 28. Cependant, le modèle proposé par SERTORIO et TOLLER a l'avantage que les résidus au pôle du ρ' sont nuls à $t = 0$, de sorte que les paramètres à $t = 0$ déjà obtenus n'ont pas à être modifiés. Dans ces conditions, nous avons fixé tous les paramètres à $t = 0$, comme l'indique la Table III. L'ajustement des sections effi-

caces totales reste donc inchangé. De plus, la dépendance en énergie de la réaction $\pi^- + p \rightarrow \gamma^0 + n$ reste donnée par la trajectoire du A_2 . Nous avons donc fixé également $\alpha_R(t)$. Il reste alors 18 paramètres libres. Une solution possible pour ces 18 paramètres est présentée dans la Table III. Le χ^2 pour cette solution est égal à 261, les 13 points de l'échange de charge K^+n y contribuant pour 33.

L'ajustement obtenu avec le modèle « $\rho + \rho'$ » pour la polarisation dans l'échange de charge π -nucléon est représenté sur la Fig. 12. La solution que nous donnons dans la Table III est essentiellement semblable à celle de SERTORIO et TOLLER⁽¹¹⁾. Dans chaque cas, les résidus au pôle du ρ' sont négatifs. SERTORIO et TOLLER trouvent

$$\frac{C_{\rho'}^{\pi}(t)}{w_L D_{\rho'}^{\pi}(t)} = -5.94 \exp[5.34t],$$

et nous avons

$$\frac{C_{\rho'}^{\pi}(t)}{w_L D_{\rho'}^{\pi}(t)} = -7.01 t \exp[12.6t].$$

Les paramètres eux-mêmes sont évidemment différents, étant donné qu'ici ils interviennent également dans les deux échanges de charge K -nucléon. Mais le point qui nous semble le plus intéressant est celui-ci: les résidus au pôle du méson ρ , en présence de la correction apportée par l'échange du ρ' , ne sont pas très modifiés. On voit sur la Fig. 13 ce que deviennent $b_+(t)$ et $b_-(t)$ lorsqu'on tient compte de la polarisation non nulle du nucléon de recul. On remarque également que la différence $\alpha_{\rho}(t) - \alpha_{\rho'}(t)$ est proche de l'unité.

Malgré que le nombre de paramètres libres soit assez élevé, l'ajustement

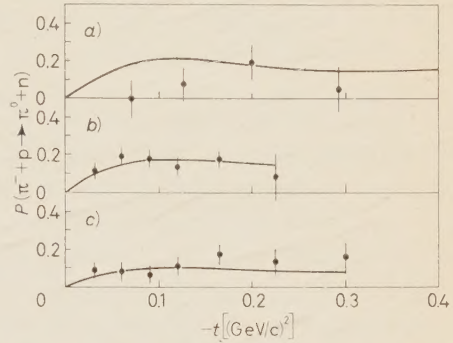


Fig. 12. — Paramètre de polarisation dans l'échange de charge π -nucléon, pris dans les réf. (8,30). La solution indiquée est celle de la Table III. a) 5 GeV/c; b) 5.9 GeV/c; c) 11.2 GeV/c.

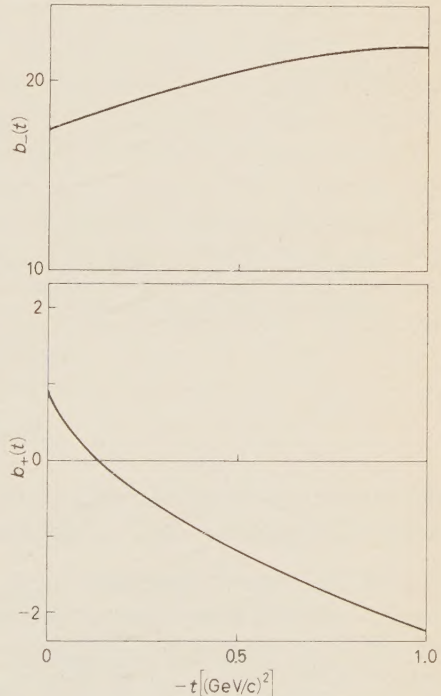


Fig. 13. — Résidus modifiés $b_+(t)$ et $b_-(t)$, lorsque la diffusion $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ est décrite par le modèle « $\rho + \rho'$ ».

TABLE III. — Paramètres liés à l'échange des mésons ρ , A_2 et ρ' lorsqu'on tient compte de la polarisation dans $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$. Les paramètres mis entre parenthèses ont été fixés dans l'ajustement.

Méson ρ'	Méson A_2	Méson ρ
$C_{\rho'}^0$ (mb·(GeV) ⁻¹) 97	C_R^0 (mb·GeV) (5.98)	C_ρ^0 (mb·GeV) (1.54)
$C_{\rho'}^1$ ((GeV) ⁻²) 12.8	C_R^1 ((GeV) ⁻²) 6.69	α ((GeV) ⁻²) 16.9
		b ((GeV) ²) 8.6
$D_{\rho'}^0$ (mb) — 13.9	D_R^0 (mb) 138.9	a^2 ((GeV) ⁴) 5.34
$D_{\rho'}^1$ ((GeV) ⁻²) 0.166	D_R^1 ((GeV) ⁻²) 0.642	D_ρ^0 (mb) 32.8
	α_R^0 (0.371)	β ((GeV) ⁻²) 0.213
$\Delta\alpha$ 0.87	α_R^1 ((GeV) ⁻²) (0.491)	α_ρ^0 (0.589)
	α_R^2 ((GeV) ⁻⁴) (0.2)	α_ρ^1 ((GeV) ⁻²) 1.25
P'_0 1.23	P_0 (1.14)	α_ρ^2 ((GeV) ⁻⁴) 0.469
P'_1 ((GeV) ⁻²) 0.076	Q_0 (1.07)	
	Q_1 ((GeV) ⁻²) 0.0017	

Paramétrisation pour le méson ρ : voir Table I.

Paramétrisation pour le méson A_2 : voir Table II.

Paramétrisation pour le méson ρ' : $C_{\rho'}^\pi(t) = C_{\rho'}^0 t[\alpha_{\rho'}(t) + 1] \exp[C_{\rho'}^1 t]$.

$$D_{\rho'}^\pi(t) = D_{\rho'}^0 [\alpha_{\rho'}(t) + 1] \exp[D_{\rho'}^1 t].$$

$$\alpha_{\rho'}(t) = \alpha_\rho(t) - \Delta\alpha.$$

$$P'(t) = P'_0 \exp[P'_1 t].$$

des points expérimentaux relatifs aux échanges de charge K-nucléon, lorsqu'on inclut la trajectoire du ρ' , n'est pas très satisfaisant. En effet:

- 1) la courbe théorique pour la réaction $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ à 3 GeV/c décroît encore trop rapidement (Fig. 11);
- 2) elle subit un changement de pente brusque vers $t = -1$ (GeV)², lequel n'est pas observé expérimentalement;
- 3) pour la réaction $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$, le modèle « $\rho + R$ » non modifié donnait un résultat sensiblement meilleur.

On note cependant que la fonction $Q(t)$ (factorisation du Λ_2) est devenue pratiquement constante (Table III); quant à la fonction $P'(t)$ (factorisation du ρ'), sa pente est également petite, mais elle s'écarte de l'unité (symétrie SU_3 exacte) d'environ 25 %. En ce qui concerne les résidus au pôle du Λ_2 , les paramètres restent très semblables à ceux de la Table II (modèle « $\rho + R$ » non modifié).

En fait, la relation (5') ne peut être modifiée que dans la mesure où $P(t) \neq P'(t)$. Or, ces deux fonctions de factorisation ne peuvent pas être très différentes, si on suppose que les mésons ρ et ρ' appartiennent tous deux à un octet 1^- . Nous obtenons une fonction $P'(t)$ qui diffère de $P(t)$ d'environ 10 %, et s'écarte de la symétrie SU_3 exacte de la même façon que dans la réf. (9). Mais il faudrait en outre, pour produire une modification importante à 3 GeV/c vis-à-vis du modèle « $\rho + R$ », que les résidus au pôle du ρ' soient très grands. Ceci n'est pas le cas pour le modèle proposé par SERTORIO et TOLLER (11). (Dans le modèle de RARITA et SCHWARZSCHILD (9), la modification du modèle « $\rho + R$ » nécessaire à 3 GeV/c est rendue possible par l'importance du résidu $D_{\rho}^{\pi}(t)$.)

On arrive ainsi au résultat suivant: le modèle de SERTORIO et TOLLER peut servir à interpréter la polarisation dans la réaction $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, mais difficilement la section efficace différentielle $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ à 3 GeV/c. Cependant, la correction apportée par le ρ' à 3 GeV/c n'est sans doute pas la seule à intervenir. En effet, la polarisation du nucléon de recul dans la réaction $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ n'est pas nulle à 3 GeV/c (30). D'autre part, l'extrapolation à 3 GeV/c des solutions données dans les Tables I et II, pour les sections efficaces différentielles $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ et $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$, se place assez nettement en-dessous des points expérimentaux. Les interactions à 3 GeV/c ne s'expliquent donc pas entièrement par les mécanismes d'échange de pôles de Regge dont les résidus sont déterminés asymptotiquement. C'est pourquoi il est peut-être préférable d'attendre des mesures à plus haute énergie, en ce qui concerne la réaction $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$, avant de conclure.

RIASSUNTO (*)

Si usa ad alta energia, allo scopo di interpretare le reazioni con scambio di carica $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ e $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$, il modello di Regge che comporta lo scambio dei mesoni ρ e A_2 , proposto originalmente da Phillips e Rarita. Si introduce una cinematica esatta per il caso di 4 masse disuguali. Si presentano le soluzioni per i parametri del modello per $|t| < 1$ (GeV/c)² e $|t| < 2$ (GeV/c)². A $t = 0$, i parametri sono

(*) Traduzione a cura della Redazione.

in buon accordo con la regola di somma proposta da Igi e Matsuda. Si forniscono le previsioni ad alta energia per le sezioni d'urto differenziali e le polarizzazioni delle due reazioni $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$ e $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$. Allo scopo di interpretare la polarizzazione diversa da zero del nucleone di rinculo nella reazione $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, si introduce l'ipotetico mesone ρ' nella formulazione di Sertorio e Toller, che risulta non modificare in modo significativo le funzioni residue precedentemente ottenute. Comunque, la correzione introdotta dal ρ' non risolve il disaccordo con un risultato sperimentale a 3 GeV/c per la reazione $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$. È probabile che il modello di Regge non sia ancora applicabile ad energie così basse.

Модель полюсов Редже для рассеяния πN и $K N$.

Резюме (*). — Модель Редже, включающая обмен ρ и A_2 мезонами, первоначально предложенная Филлипсом и Рарита, используется для интерпретации реакций перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ и $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$. Мы вводим точную кинематику для случая 4 неравных масс. При $|t| < 1$ (ГэВ/с)² и $|t| < 2$ (ГэВ/с)² представлены решения для параметров модели. При $t=0$ эти параметры хорошо согласуются с правилом сумм, предложенным Иджи и Матсуда. Приводятся предсказания для дифференциальных поперечных сечений и поляризаций для двух реакций $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$ и $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ при высоких энергиях. Чтобы интерпретировать ненулевую поляризацию нуклона отдачи в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, мы вводим гипотетический ρ' мезон в формулировку Серторио и Толлера, которая, как мы показываем, несущественно видоизменяет предварительно полученные остаточные функции. Однако, введенная поправка за счет ρ' не разрешает расхождений с экспериментальными результатами при 3 ГэВ/с для реакции $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$. По-видимому, модель Редже оказывается не применимой при такой низкой энергии.

(*) Переведено редакцией.

A. DEREM, et al.

1^o Agosto 1969

Il Nuovo Cimento

Serie X, Vol. 62 A, pag. 681-712